

ПАРАМЕТРЫ УДАРНОЙ ВОЛНЫ И ГАЗОВОГО ПУЗЫРЯ ПРИ
ПОДВОДНОМ ВЗРЫВЕ ЗАРЯДОВ РАЗНОЙ ПЛОТНОСТИ
ИЗ ТЭНА И АЗИДА СВИНЦА

Б. Д. Христофоров

(Москва)

Приводятся результаты измерения параметров ударной волны и газового пузыря в условиях подводного взрыва тэна при плотности зарядов $\rho = 1.6 \div 0.4 \text{ г/см}^3$ и азида свинца с $\rho = 1.6$ и 0.85 г/см^3 .

Работа проводилась для определения влияния условий выделения энергии в результате детонации ВВ на параметры взрыва.

При понижении плотности ВВ уменьшается скорость детонации и начальное давление P_0 на границе заряд — вода.

При переходе от зарядов из тэна с плотностью $\rho = 1.6 \text{ г/см}^3$ к азиду свинца с $\rho = 0.85 \text{ г/см}^3$ P_0 изменялось от 150 000 до 12 000 атм.

Отмечаются значительные отступления от закона энергетического подобия у параметров ударной волны и газового пузыря не только в ближней к заряду зоне, но и в области асимптотики.

В литературе в настоящее время нет данных о подводном взрыве азида свинца, а взрыв тэна исследовался лишь при $\rho = 1.6 \div 1.54 \text{ г/см}^3$ [1,2].

1. Методика. Опыты проводились в стальном баке с водой размером $1.5 \times 1.5 \times 1.0 \text{ м}^3$, имеющем смотровые окна из оптического стекла.

Ударные волны в диапазоне от 20 до 200 радиусов заряда R_0 регистрировались турмалиновыми датчиками давления с диаметром чувствительного элемента от 1 до 2 мм. Индикаторы тарировались при взрыве зарядов из тэна с плотностью $\rho = 1.6 \text{ г/см}^3$, для которых известна зависимость давления во фронте ударной волны от расстояния [2].

Для записи сигнала от индикаторов применялись осциллографические установки ПИД-9, разработанные в Ин-те хим. физики АН СССР. Верхняя граничная частота измерительного тракта приборов 300 кГц.

В диапазоне от 1 до 6 радиусов заряда фотографировалось движение фронта ударной волны прибором ЖФР [3] в параллельном пучке проходящего света шпирно-теневым методом.

Максимальное давление в ударной волне в этой области вычислялось по скорости ее фронта, которая определялась графическим дифференцированием кривых $R = R(t)$ на шпирно-теневых фотографиях. При этом использовалось уравнение состояния воды [4].

Движение газового пузыря фотографировалось на приборе ЖФР в интервале $0 \leq t \leq 100 \text{ мксек}$ и на специальном барабане, который позволял производить покадровую съемку на движущуюся пленку в интервале от 100 мксек и до конца его первой пульсации.

В опытах применялись прессованные и насыпные заряды ВВ. Плотность насыпных зарядов азида свинца была $\rho = 1.6$ и 0.85 г/см^3 , а у тэна $\rho = 0.4 \text{ г/см}^3$.

Насыпные ВВ обычно помещались в сферическую оболочку из алюминиевой фольги толщиной 0.15 мм. В нескольких опытах, для проверки влияния оболочки на действие взрыва под водой, ВВ насыпалось в тонкую ацетатную пленку. Не было обнаружено никаких различий в параметрах ударной волны и газового пузыря при изменении типа оболочки.

Прессованные заряды из тэна имели плотность $\rho = 1.6, 1.5, 1.4, 1.2 \text{ г/см}^3$.

Детонатором служила навеска азиды свинца, помещенная в центре заряда, весом около 20 мг. Иницирование осуществлялось взрывом мanganinовой проволочки толщиной 0.05 мм, пропущенной сквозь заряд при прохождении через нее импульса тока. Энергия электрического импульса составляла около 3 кал.

Использовались заряды из тэна весом от 0.2 до 2.5 г и азиды свинца от 1.3 до 7 г.

2. Параметры ударной волны. Для удобства изложения введены следующие обозначения: $R / C^{1/2} = R^{\circ} \text{ м} / \text{кг}^{1/2}$ — приведенное расстояние между зарядом и датчиком; $\theta / C^{1/2} = \theta^{\circ} \text{ сек} / \text{кг}^{1/2}$ — приведенная постоянная времени ударной волны; $I / C^{1/2} = I^{\circ} \text{ кгсек} / \text{м}^2 \text{ кг}^{1/2}$ — приведенный импульс ударной волны; $\epsilon = E / C \text{ ккал} / \text{кг}$ — удельная энергия ударной волны.



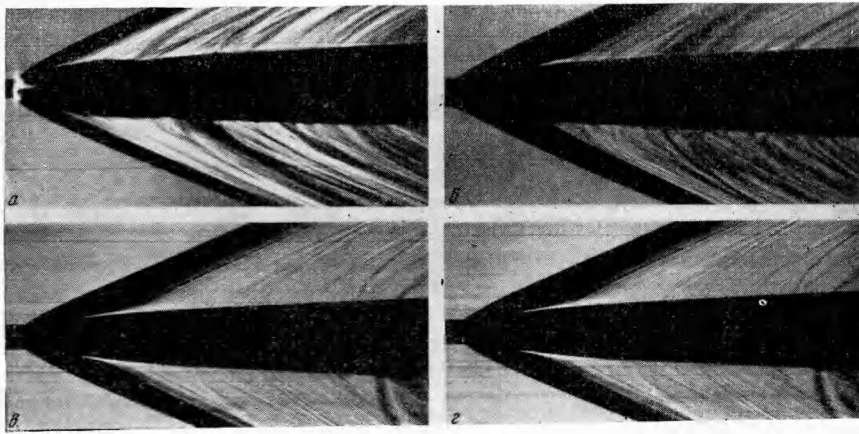
Фиг. 1

а) Осциллограммы ударной волны в воде. На фиг. 1 приведены построенные по экспериментальным осциллограммам кривые 1–4, выражающие зависимость давления от времени в ударной волне при подводном взрыве зарядов из тэна с $\rho = 1.5$ и $0.4 \text{ г} / \text{см}^3$ и зарядов азиды свинца с $\rho = 1.6$ и $0.85 \text{ г} / \text{см}^3$, соответственно.

Энергия взрыва и расстояние до указанных зарядов одинаковы, однако характер изменения давления со временем зависит от типа ВВ и его плотности.

При переходе от тэна к взрыву азиды свинца и с уменьшением плотности ВВ максимальное давление P понижается, а постоянная времени волн увеличивается. При $t \geq (1 \div 2) \theta$ давление в волне, напротив, увеличивается при переходе от взрыва тэна к азиду свинца и с уменьшением плотности заряда.

Зависимость давления от времени в диапазоне $0 \leq t \leq \theta$ можно представить в виде экспоненты $p(t) = pe^{-t/\theta}$. При $t \geq \theta$ давление $p(t)$ изменяется со временем по степенному закону.



Фиг. 2

б) Скорость фронта ударной волны в воде. На фиг. 2, а — г приведены шлирно-теневые фотографии развития во времени подводного взрыва

зарядов из тэна плотностью $\rho = 1.5$ и 0.4 г/см^3 , а также азида свинца при плотности $\rho = 1.6$ и 0.85 г/см^3 , соответственно.

На фиг. 3 приведены графики зависимости скорости фронта N от приведенного расстояния R° для зарядов из тэна весом от 0.5 до 2.5 г в диапазоне $0.053 \leq R^\circ \leq 0.5$, на фиг. 4 — для зарядов азида свинца весом от 2 до 6.7 г в диапазоне $0.053 \leq R^\circ \leq 0.36$.

Цифрами 1, 2, 3 и 4 на фиг. 3 отмечены данные, полученные при взрыве зарядов плотностью 1.2, 1.54, 1.6 и 0.4 г/см^3 соответственно.

Из графика фиг. 3 видно, что с точностью до ошибки эксперимента данные для прессованных зарядов из тэна с $\rho = 1.6$ и 1.2 г/см^3 ложатся на одну кривую, той же кривой можно описать данные для тэна плотностью $\rho = 1.54 \text{ г/см}^3$, полученные Костюченко. В то же время экспериментальные точки для тэна с $\rho = 0.4 \text{ г/см}^3$ лежат значительно ниже во всем исследованном диапазоне приведенных расстояний.

Кривая 2 для скорости фронта ударной волны при подводном взрыве зарядов из азида свинца плотностью $\rho = 0.85 \text{ г/см}^3$ лежит ниже и нигде в исследуемом диапазоне не пересекается с кривой 1 для $\rho = 1.6 \text{ г/см}^3$ (фиг. 4).

в) Давление во фронте ударной волны. На фиг. 5 по средним экспериментальным данным построены графики зависимости максимального давления p от приведенного расстояния R° в диапазоне $0.053 \leq R^\circ \leq 10 \text{ м/кг}^{1/2}$.

Цифрами 1—4 отмечены экспериментальные данные, полученные при взрыве тэна плотностью 1.54, 1.2, 1.6 и 0.4 г/см^3 , а цифрами 5—6 —

данные для азида свинца с $\rho = 1.6$ и 0.85 г/см^3 , соответственно.

Ошибка в определении максимального давления во всем исследованном диапазоне не превышает 10%.

Зависимость давления во фронте ударной волны от расстояния для зарядов плотностью 1.6 и 1.2 г/см^3 из тэна описывается общей кривой I. Данные Костюченко [1] при $\rho = 1.54 \text{ г/см}^3$ согласуются с рассматриваемыми.

При переходе от взрыва тэна к взрыву азида свинца и понижению плотности ВВ давление во фронте ударной волны понижается и более медленно затухает с расстоянием.

При изменении веса заряда в 10 раз для тэна и в 4 раза для азида свинца сохраняются условия геометрического подобия.

Кривые I—IV на фиг. 5 с точностью до разброса данных можно описать эмпирическими формулами (p в атм, а R° в $\text{м/кг}^{1/2}$)

$$\text{тэн } \rho = 1.6 \div 1.2 \text{ г/см}^3 \quad (2.1)$$

$$0.053 \leq R^\circ \leq 0.11, \quad p = \frac{22}{(R^\circ)^3}$$

$$0.11 \leq R^\circ \leq 0.30, \quad p = \frac{210}{(R^\circ)^2}$$

$$0.3 \leq R^\circ \leq 15, \quad p = \frac{645}{(R^\circ)^{1.2}}$$

$$0.053 \leq R^\circ \leq 15, \quad p = \frac{16}{(R^\circ)^3} + \frac{604}{(R^\circ)^{1.13}}$$



Фиг. 3

тЭН $\rho = 0.4 \text{ г/см}^3$ (2.2)

$$\begin{aligned} 0.084 \leq R^\circ \leq 0.11, & \quad p = \frac{12.5}{(R^\circ)^3} \\ 0.11 \leq R^\circ \leq 0.20, & \quad p = \frac{125}{(R^\circ)^2} \\ 0.2 \leq R^\circ \leq 10, & \quad p = \frac{500}{(R^\circ)^{1.13}} \end{aligned}$$

азид свинца $\rho = 1.6 \text{ г/см}^3$ (2.3)

$$\begin{aligned} 0.06 \leq R^\circ \leq 0.20, & \quad p = \frac{63}{(R^\circ)^2} \\ 0.2 \leq R^\circ \leq 10, & \quad p = \frac{285}{(R^\circ)^{1.08}} \end{aligned}$$

азид свинца $\rho = 0.85 \text{ г/см}^3$ (2.4)

$$\begin{aligned} 0.07 \leq R^\circ \leq 0.18, & \quad p = \frac{42}{(R^\circ)^2} \\ 0.18 \leq R^\circ \leq 10, & \quad p = \frac{230}{(R^\circ)^{1.08}} \end{aligned}$$

Из приведенных формул следует, что максимальное давление и характер его изменения с расстоянием в диапазоне $0.053 \leq R^\circ \leq 10$ существенно зависят от условий детонации ВВ.

С уменьшением скорости детонации уменьшается как величина p , так и показатель затухания давления α с расстоянием в области асимптотики.

Энергетическое подобие по максимальному давлению в ударной волне при подводном взрыве имеет место лишь при одинаковых условиях выделения энергии в процессе детонации.

г) Постоянная времени спада давления θ за фронтом

ударной волны. Как уже отмечалось, из экспериментальных осциллограмм, полученных в диапазоне $0.8 \leq R^\circ \leq 10$, следует, что давление в ударной волне изменяется со временем по экспоненте $p(t) = pe^{-t/\theta}$ при $0 \leq t \leq \theta$.

Исходя из этого, было сделано предположение, что и в ближней к заряду области, где прямых измерений давления в ударной волне не проводилось, вблизи ударного фронта имеет место экспоненциальное затухание давления со временем. При этом

$$\frac{1}{\theta} = -\frac{\partial p}{\partial t} \frac{1}{p}$$

Решая уравнения гидродинамики (2.5) совместно с условиями на фронте (2.6) относительно частных производных при помощи уравнения состояния воды [4], была получена формула для постоянной времени θ° ударной волны в диапазоне $0.053 \leq R^\circ \leq 0.30$

$$\begin{aligned} \frac{1}{a^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{2\rho u}{R} + \rho \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{u}{a^2} \frac{\partial p}{\partial R} = 0 \\ \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{\partial p}{\partial R} = 0 \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\frac{du}{dR} = \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{1}{N} \frac{\partial u}{\partial t}, \quad \frac{dp}{dR} = \frac{\partial p}{\partial R} + \frac{1}{N} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (2.6)$$



Фиг. 4

$$\theta^\circ = \frac{\left[1 - \left(\frac{N-u}{a}\right)^2\right] \frac{R^\circ}{N}}{\alpha \left(1 + \frac{N-u}{a^2} u + \frac{1}{1-u/N} - \frac{2}{\alpha} - \frac{P}{N} \frac{dN}{dp} \frac{1}{1-u/N}\right)} \quad (2.7)$$

$$\left(\alpha = -\frac{dp}{dR} \frac{R}{p}\right)$$

Здесь a и u — скорость звука и воды на фронте ударной волны, соответственно.

Величина α определялась графическим дифференцированием кривых на фиг. 5.

На фиг. 6 по средним экспериментальным точкам, подсчитанным по формуле (2.7) и полученным при обработке экспериментальных осциллограмм, построены графики $\theta^\circ = f(R^\circ)$ в диапазоне $0.053 \leq R^\circ \leq 10$ для тэна с $\rho = 1.6$ и 0.4 г/см^3 и азида свинца с $\rho = 1.6$ и 0.85 г/см^3 (кривые 1—4), соответственно. У всех типов ВВ для каждой плотности заряжения наблюдается обычное геометрическое подобие при изменении веса заряда в указанных выше пределах. Зависимость θ° от расстояния характеризуется для всех ВВ быстрым ростом θ° в диапазоне $0.053 \leq R^\circ \leq 1$ (в 30—100 раз).

При $1^\circ \leq R^\circ \leq 10$ θ° меняется не более чем в 1.5—2 раза, как это следует из эмпирических формул, которые с точностью $\sim 10\%$ описывают экспериментальные данные в этом диапазоне:

тэн	{	$\rho = 1.6 - 1.2 \text{ г/см}^3,$	$\theta^\circ = 0.85 \cdot 10^{-4} (R^\circ)^{0.3}$
		$\rho = 0.4 \text{ г/см}^3,$	$\theta^\circ = 1.2 \cdot 10^{-4} (R^\circ)^{0.2}$
азид свинца	{	$\rho = 1.6 \text{ г/см}^3,$	$\theta^\circ = 1.25 \cdot 10^{-4} (R^\circ)^{0.1}$
		$\rho = 0.85 \text{ г/см}^3,$	$\theta^\circ = 1.6 \cdot 10^{-4} (R^\circ)^{0.1}$

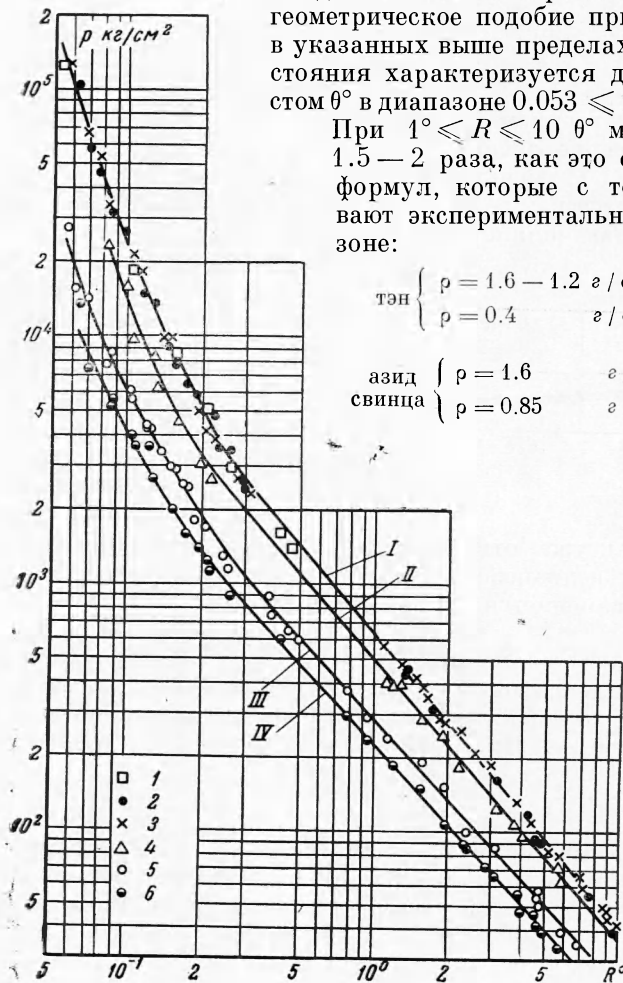
(2.9)

При переходе от взрыва тэна к азиду свинца и с понижением плотности ВВ постоянная времени θ° увеличивается на 30 ÷ 45%.

д) Удельный импульс I° ударной волны определялся интегрированием ее эпюры в пределах $0 \leq t \leq 5.5\theta$. Величина θ для каждого типа ВВ определялась из графиков фиг. 6.

Приводятся данные в диапазоне $0.8 \leq R^\circ \leq 10$.

На фиг. 7 приведены эксперимен-



Фиг. 5

тальные кривые $I \div 4 I^\circ = f(R^\circ)$ при взрыве тэна с $\rho = 1.6$ и 0.4 г/см^3 и азид свинца при $\rho = 1.6$ и 0.85 г/см^3 , соответственно.

С точностью до разброса, который не превышал в среднем 10%, результаты опытов можно описать следующими эмпирическими формулами:

$$\text{тэн} \begin{cases} \rho = 1.6 \div 1.2 \text{ г/см}^3, & I^\circ = \frac{772}{(R^\circ)^{0.92}} \\ \rho = 0.4 \text{ г/см}^3 & I^\circ = \frac{1050}{(R^\circ)^{0.92}} \end{cases} \quad (2.10)$$

$$\text{азид свинца} \begin{cases} \rho = 1.6 \text{ г/см}^3, & I^\circ = \frac{440}{(R^\circ)^{0.92}} \\ \rho = 0,85 \text{ г/см}^3, & I^\circ = \frac{475}{(R^\circ)^{0.92}} \end{cases} \quad (2.11)$$

При уменьшении плотности ВВ, как это следует из формул (2.10), (2.11) импульс ударной волны увеличивается для тэна примерно на 35%, а для азид свинца на 8%.

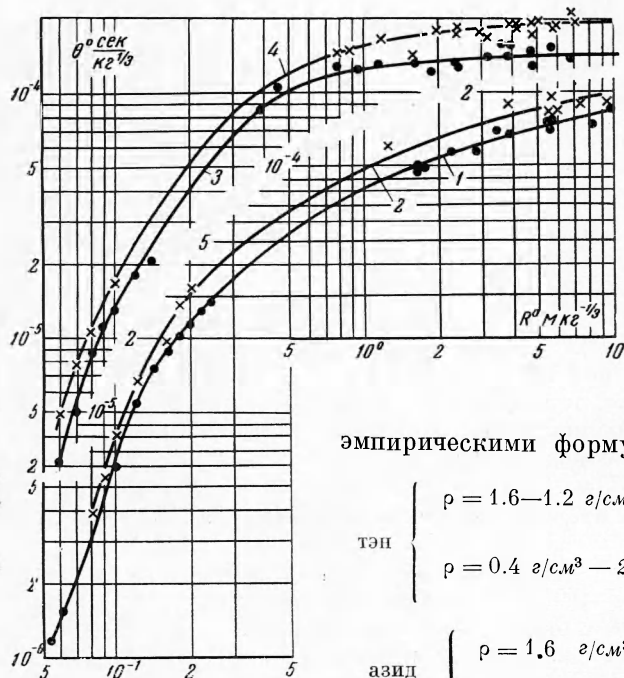
Для каждого ВВ при постоянной плотности зарядов имеет место обычно геометрическое подобие при изменении веса заряда.

е) Удельная энергия ϵ ударной волны определялась при обработке экспериментальных осциллограмм по формуле (2.12) в диапазоне $0.8 \leq R^\circ \leq 10$

$$\epsilon = \frac{4\pi (R^\circ)^2}{\rho a C^{1/2}} \int_0^{5.59} p(t) dt \quad (2.12)$$

При этом пренебрегается величиной гидростатического давления и энергией, связанной с расходящимся потоком несжимаемой жидкости, так как последняя была ~5% от ϵ .

На фиг. 8 приведены средние значения энергии ударной волны ϵ в зависимости от приведенного расстояния R° при взрыве тэна и азид свинца (кривые 1-4), которые могут быть описаны следующими эмпирическими формулами:



Фиг. 6

эмпирическими формулами:

$$\text{тэн} \begin{cases} \rho = 1.6-1.2 \text{ г/см}^3 - 1, & \epsilon = \frac{505}{(R^\circ)^{0.16}} \\ \rho = 0.4 \text{ г/см}^3 - 2, & \epsilon = \frac{492}{(R^\circ)^{0.085}} \end{cases} \quad (2.13)$$

$$\text{азид свинца} \begin{cases} \rho = 1.6 \text{ г/см}^3 - 3, & \epsilon = \frac{118}{(R^\circ)^{0.09}} \\ \rho = 0.85 \text{ г/см}^3 - 4, & \epsilon = \frac{105}{(R^\circ)^{0.09}} \end{cases} \quad (2.14)$$

Экстраполяция кривых для тэна до заряда в соответствии с формулами (2.13) и (2.14) дает значение начальной энергии ударной волны

$$\epsilon_0 = 840 \text{ ккал / кг для } \rho = 1.6-1.2 \text{ г / см}^3$$

$$\epsilon_0 = 610 \text{ ккал / кг для } \rho = 0.4 \text{ г / см}^3$$

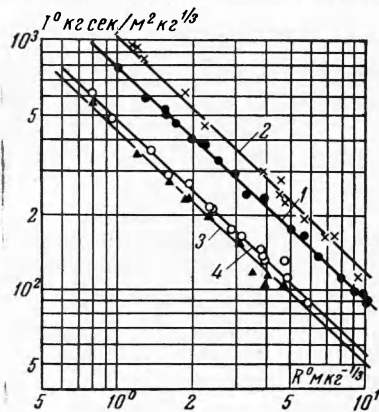
Эти значения при теплоте взрыва тэна $Q = 1400$ ккал/кг равны, соответственно, 60 и 44% полной энергии взрыва.

Такая же экстраполяция для азида свинца дает на границе с зарядом значения начальной энергии ударной волны в воде соответственно равные 155 и 132 ккал/кг; эти значения при теплоте взрыва $Q = 365$ ккал/кг представляет собой 42.5 и 36% полной энергии взрыва, соответственно, при $\rho = 1.6$ и 0.85 г/см³.

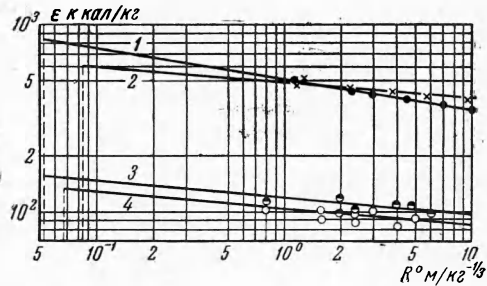
Выход энергии в ударную волну, составляющий по вышеприведенной оценке для прессованных зарядов из тэна 60% полной энергии, находится в удовлетворительном согласии с величиной 57%, полученной в работе [2] для тэна плотностью $\rho = 1.6$ г/см³, исходя из максимального радиуса и периода первой пульсации газового пузыря.

При $R^\circ = 10$ в ударной волне остается лишь 40–60% ее начальной энергии. С увеличением мощности взрыва возрастает как начальная энергия ударной волны ϵ_0 , так и ее диссипация с расстоянием. Это приводит

к тому, что в конце исследуемого диапазона при взрыве тэна с $\rho = 0.4$ г/см³ энергия в ударной волне на 15% больше величины ϵ для тэна с $\rho = 1.6$ — 1.2 г/см³.



Фиг. 7



Фиг. 8

При взрыве азида свинца с $\rho = 1.6$ г/см³ энергия в ударной волне во всем исследованном диапазоне остается больше величины ϵ , полученной с плотностью $\rho = 0.85$ г/см³, примерно на 10%.

Энергия ударной волны слабо зависит от типа ВВ и плотности заряда в диапазоне $0.8 \leq R^\circ \leq 10$.

Начальная энергия уменьшается на 40% при переходе от тэна с плотностью $\rho = 1.6$ г/см³ к тэну с $\rho = 0.4$ г/см³.

Поэтому при снижении мощности взрыва меньше его энергии уходит на бесполезное нагревание воды и больше остается на совершение ударной волной полезной работы.

3. Параметры газового пузыря при подводном взрыве. Введем следующие обозначения:

$r^\circ = r / C^{1/2}$ м/кг^{1/2} — приведенный радиус газового пузыря;

$\tau^\circ = t / C^{1/2}$ мсек/кг^{1/2} — приведенное время;

r_m — максимальный радиус газового пузыря;

$T_{\text{мсек}}$ — период его первой пульсации.

Отмеченные параметры газового пузыря при испытаниях измерялись с точностью $\sim 1 \div 2\%$.

а) *Расширение газового пузыря в течение его первой пульсации* показано на графиках фиг. 9–10.

Кривые 1–3 на фиг. 9 соответствуют взрыву зарядов из тэна плотностью $\rho = 0.4, 1.6$ г/см³ и азида свинца с $\rho = 1.6$ г/см³, соответственно.

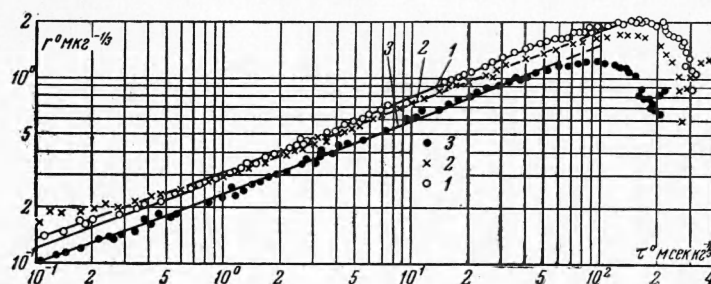
На фиг. 10 кривые 1 и 2 относятся к зарядам из тэна с $\rho = 1.2$ г/см³ и азида свинца с $\rho = 0.85$ г/см³.

В интервале $0 \leq t \leq T/4$ имеют место формулы:

$$\text{тэн} \begin{cases} \rho = 1.6 - 1.5 \text{ г/см}^3, & r^\circ = 0.053 (1 + 68.5 \tau^\circ)^{0.4} \\ \rho = 1.2 \text{ г/см}^3, & r^\circ = 0.0585 (1 + 52.0 \tau^\circ)^{0.405} \\ \rho = 0.4 \text{ г/см}^3, & r^\circ = 0.084 (1 + 20.6 \tau^\circ)^{0.420} \end{cases} \quad (3.1)$$

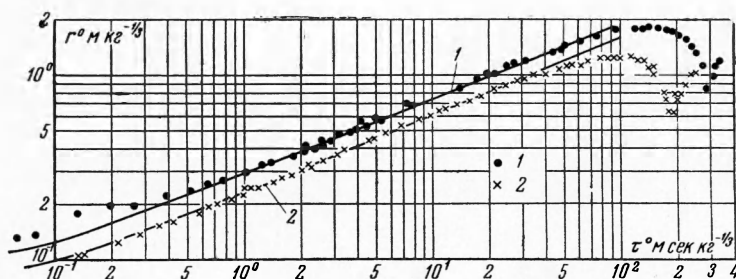
$$\begin{matrix} \text{азид} \\ \text{свинца} \end{matrix} \begin{cases} \rho = 1.6 \text{ г/см}^3, & r^\circ = 0.053 (1 + 38 \tau^\circ)^{0.406} \\ \rho = 0.85 \text{ г/см}^3, & r^\circ = 0.06 (1 + 22 \tau^\circ)^{0.425} \end{cases} \quad (3.2)$$

При взрыве прессованных зарядов из тэна с $\rho = 1.6 \div 1.2 \text{ г/см}^3$ вблизи заряда экспериментальные точки отклоняются от законов (3.1). При этом получаются настолько завышенные значения радиуса пузыря, что нарушается закон сохранения массы для воды, заключенной между пузырем и фронтом ударной волны.



Фиг. 9

Расчет показывает, что отклонение видимой границы пузыря от кривых (3.1) имеет место в диапазоне, в котором давление, создаваемое ударной волной, превышает 70 000 атм; при этом температура воды на ударном фронте становится критической $T^\circ = 272^\circ \text{C}$. Граница пузыря в этой области крайне неровная.



Фиг. 10

Можно предположить, что видимая граница пузыря вблизи от заряда на фотографиях не всегда является истинной границей между волной и продуктами. Возможно, что при сверхкритической температуре вода теряет прозрачность. Не исключена также потеря прозрачности из-за образования льда, который имеет место при изотермическом сжатии воды до этих давлений.

При взрыве тэна с $\rho = 0.4 \text{ г/см}^3$ и азид свинца, когда больших давлений в воде не возникает, наблюдается хорошее согласие данных с приведенными формулами. Граница пузыря при этом гладкая во всем исследуемом интервале.

Дифференцируя формулы (3.1)—(3.2), получим выражения для скорости v расширения газового пузыря в интервале $0 \leq t \leq T/4$:

$$\text{тэн} \begin{cases} \rho = 1.6 \text{ г/см}^3, & v = \frac{1450}{(r/R_0)^{1.50}} \text{ м/сек} \\ \rho = 1.2 \text{ г/см}^3, & v = \frac{1230}{(r/R_0)^{1.47}} \text{ м/сек} \\ \rho = 0.4 \text{ г/см}^3, & v = \frac{726}{(r/R_0)^{1.38}} \text{ м/сек} \end{cases} \quad (3.3)$$

$$\text{азид свинца} \begin{cases} \rho = 1.6 \text{ г/см}^3, & v = \frac{816}{(r/R_0)^{1.47}} \text{ м/сек} \\ \rho = 0.85 \text{ г/см}^3, & v = \frac{560}{(r/R_0)^{1.35}} \text{ м/сек} \end{cases} \quad (3.4)$$

С ослаблением мощности взрыва начальная скорость продуктов уменьшается, однако с расстоянием скорость пузыря затухает при этом медленнее.

Решая уравнения гидродинамики в приближении несжимаемой жидкости, нетрудно подсчитать скорость расходящегося при расширении пузыря потока воды u .

При взрыве тэна с плотностью $\rho = 1.6 \text{ г/см}^3$ имеем при $L \gg r$

$$u = \frac{1450}{(L/R_0)^2} \left(\frac{r}{R_0}\right)^{0.5} = \frac{1450}{(L/R_0)^2} \left(1 + 3.64 \frac{t}{R_0}\right)^{0.2} \text{ м/сек} \quad (3.5)$$

где L — текущая координата, r — радиус пузыря в данный момент времени, R_0 — радиус заряда.

б) *Максимальный радиус r_m и период первой пульсации T газового пузыря.*

Экспериментальные данные можно описать следующими формулами:

$$\text{тэн} \begin{cases} \rho = 1.6 \div 1.5 \text{ г/см}^3, & r_m = 1.76 \left(\frac{C}{p_0}\right)^{1/3}, & T = 272 \frac{C^{1/3}}{p_0^{5/6}} \\ \rho = 1.2 \text{ г/см}^3, & r_m = 1.83 \left(\frac{C}{p_0}\right)^{1/3}, & T = 290 \frac{C^{1/3}}{p_0^{5/6}} \\ \rho = 0.4 \text{ г/см}^3, & r_m = 2.04 \left(\frac{C}{p_0}\right)^{1/3}, & T = 310 \frac{C^{1/3}}{p_0^{5/6}} \end{cases} \quad (3.6)$$

$$\text{азид свинца} \begin{cases} \rho = 1.6 \text{ г/см}^3, & r_m = 1.24 \left(\frac{C}{p_0}\right)^{1/3}, & T = 199 \frac{C^{1/3}}{p_0^{5/6}} \\ \rho = 0.85 \text{ г/см}^3, & r_m = 1.26 \left(\frac{C}{p_0}\right)^{1/3}, & T = 202 \frac{C^{1/3}}{p_0^{5/6}} \end{cases} \quad (3.7)$$

где T — в мсек, r_m — в м, C — в кг.

Зная максимальный радиус газового пузыря, можно оценить ту часть Y энергии взрыва Q , которая остается в пузыре после излучения ударной волны [5]. Вычисления дают

$$Y = \frac{4}{3} \pi p_0 r_m^3 + E(r_m) \quad \left(E(r_m) = \int_{V_m}^{\infty} p dV\right) \quad (3.8)$$

Для уравнения продуктов примем адиабату Джонса, пересчитанную для тэна в предположении, что величина энергии продуктов пропорциональна лишь энергии ВВ Q

$$p \left(\frac{V}{C}\right)^{1.25} = 52 \cdot 10^6 \quad (p \text{ атм, } V \text{ см}^3, C \text{ кг}) \quad (3.9)$$

Приводим данные о распределении энергии подводного взрыва, подсчитанные по формуле (3.8) и путем экстраполяции формул (2.13)—(2.14) для удельной энергии ε ударной волны до заряда:

Для тэна

ρ , г/см ³	r_m , см/г	$\rho_0 V_m$, кал/г	E , кал/г	Y , кал/г	$\frac{Y}{Q}$, %	ε , кал/г	$\frac{\varepsilon}{Q}$, %
1.6	17.3	530	87	617	44.2	830	59,4
1.2	18	596	85	681	48.7		
0.4	20.1	825	78	903	64.5	610	42,7

Для азида свинца

ρ , г/см ³	r_m , см/г	Y , кал/г	$\frac{Y}{Q}$, %	ε , кал/г	$\frac{\varepsilon}{Q}$, %
1.6	12.2	209	58	155	42.5
0.85	12.4	217	60.5	132	36.2

При переходе от взрыва тэна к взрыву азид свинца и уменьшении плотности ВВ происходит перераспределение энергии между ударной волной и продуктами. Больше энергии остается в продуктах, меньше идет в ударную волну.

Так при взрыве тэна с плотностью 0.4 г/см³ в пузырь идет на 46% энергии больше и соответственно на 36% уменьшается энергия ударной волны по сравнению с тэном при $\rho = 1.6$ г/см³. Ошибка в определении энергии составляет около 5%.

Приведенные выше данные показывают, что при изменении мощности подводного взрыва нарушается энергетическое подобие: происходит перераспределение энергии между ударной волной и продуктами взрыва.

При переходе от взрыва тэна к взрыву азид свинца той же энергии и уменьшении плотности заряжения уменьшаются давление во фронте ударной волны, скорость ударного фронта и продуктов взрыва, а также начальная энергия ударной волны.

В то же время ударный импульс и постоянная времени ударной волны, а также максимальный радиус, период первой пульсации и энергия газового пузыря увеличиваются. Возможность совершения взрывом полезной работы при этом возрастает.

Автор благодарен Костюченко В. Н. за ценное обсуждение полученных результатов.

Поступила 13 V 1961

ЛИТЕРАТУРА

1. К о с т ю ч е н к о В. Н. Параметры ударной волны в воде вблизи сферического заряда ВВ. ПМТФ, 1961, № 2.
2. Х р и с т о ф о р о в Б. Д. Параметры ударной волны и газового пузыря при подводном взрыве зарядов из тэна малого веса. ПМТФ, 1960, № 2.
3. Д у б о в и к А. С., Ч у р б а к о в А. И. Высокоскоростной фоторегистр непрерывного действия ЖФР. Оптикомеханическая промышленность, 1959, № 1.
4. R i c e and W a l s I. Equation of state of Water to 250 Kilobars. The journal of chemical Physics. April. 1957, Vol. 26, Number 4.
5. К о у л Р. Подводные взрывы. ИИЛ, 1959.